

ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ НА ПОВЕРХНОСТИ (012) МЕДИ

С.И.Божко, И.Ф.Свекло, В.С.Цой

При помощи поперечной электронной фокусировки (ЭФ)^{1, 2} наблюдена дифракция электронов проводимости на реальной поверхности (012) меди.

Использование электронов проводимости для структурного анализа поверхности имеет два преимущества: 1) малая энергия зондирующих частиц порядка и менее 1 К; 2) возможность исследования внутренних поверхностей *in situ*. Метод определения трансляционных векторов поверхности на базе ЭФ¹ развит в².

Образец меди был вырезан из монокристаллического слитка. Поверхность образца подвергалась следующей обработке: шлифовке на алмазных пастах с последовательным уменьшением размера зерна от 5 до 0,7 мкм; химической полировке в растворе: CH₃COOH – 1 ч, HNO₃ – 2 ч, H₃PO₄ – 1 ч; отжигу в атмосфере кислорода при давлении 10⁻⁴ мм. рт. ст. и температуре 950°С в течение суток; после отжига поверхность еще раз полировали в растворе того же состава. Нормаль к поверхности образца и до полировки совпадала с [012] с точностью 0,01°, что контролировалось с помощью рентгеновского дифрактометра.

На поверхность образца устанавливались два острия – эмиттер и коллектор, изготовленные из медной проволоки. Через эмиттер пропускался электрический ток I_3 , измерялось напряжение U на коллекторе относительно периферийной точки образца в зависимости от величины магнитного поля H параллельного поверхности образца и перпендикулярного линии контактов, направленного таким образом, что траектории электронов, вылетевших из эмиттера, закручивались в сторону коллектора. Контакты устанавливались вдоль направления $[02\bar{1}]$, расстояние между контактами L было $\approx 0,1$ мм.

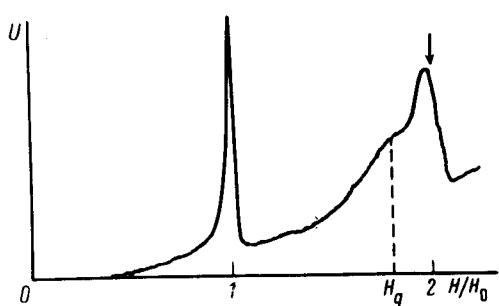


Рис. 1. Зависимость $U(H)$. $L \parallel [02\bar{1}]$, $H \perp L$

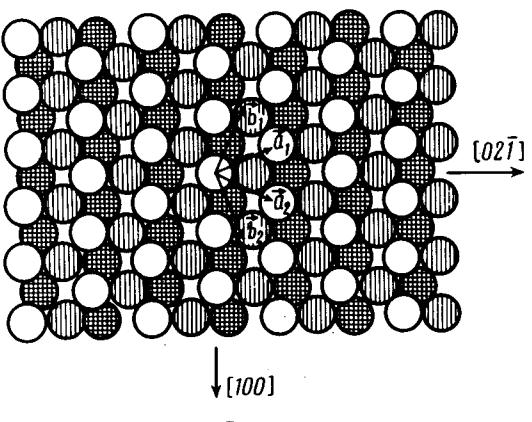


Рис. 3

Рис. 3. Структура идеальной грани (012) ГЦК решетки. Атомы, лежащие в различных плоскостях, перпендикулярных $[012]$, показаны кружками с различной штриховкой. a_1, a_2 – векторы поверхностной решетки; b_1, b_2 – соответствующие им векторы обратной решетки

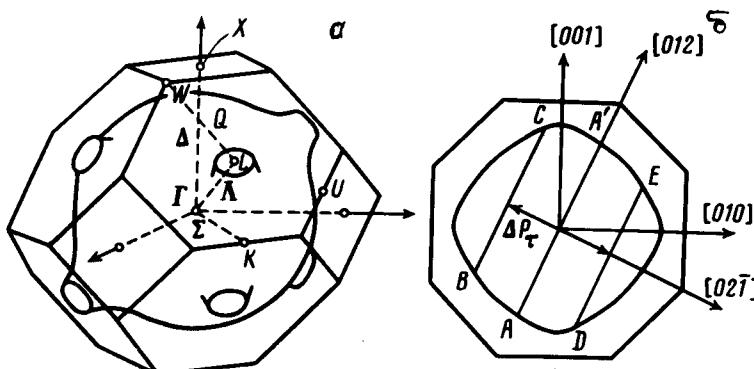


Рис. 2

Рис. 2. a – Ферми-поверхность меди; b – сечение зоны Бриллюэна и ферми-поверхности меди плоскостью (100), проходящей через центр зоны Бриллюэна

Характерная зависимость $U(H)$ приведена на рис. 1. В поле $H_0 = p_F c/eH$ (p_F – экстремальный размер "сферической" части ферми-поверхности меди вдоль $[012]$ (см. рис. 2, a)) наблюдается линия ЭФ сформированная электронами, фокусирующимися на коллекторе без отражений на поверхности образца. Вторая линия ЭФ, обусловленная фокусировкой электронов после однократного зеркального отражения от поверхности, наблюдается в поле, незначительно отличающемся от $2H_0$. Помимо этих двух линий наблюдается слабая линия ЭФ в поле H_g таком, что $H_0 < H_g < 2H_0$.

Атомная структура грани (012) ГЦК решетки, которой обладает медь, показана на рис. 3. Различными кружками показаны атомы, лежащие в различных плоскостях, перпендикулярных $[012]$. На рисунке так же показаны безисные векторы поверхностной решетки a_1, a_2 и соответствующие им векторы обратной решетки b_1 и b_2 такие, что

$$a_i b_j = 2\pi \delta_{ij}; \quad b_i = 2\pi/a_i \sin\beta; \quad b_1 = b_2 = \frac{2\pi}{a} \sqrt{\frac{6}{5}}$$

β – угол между векторами a_1 и a_2 , a – постоянная решетки меди.

Вследствие упругой дифракции электронов на поверхности (012) электрон после отражения должен оставаться на ферми-поверхности, однако возможно изменение его тангенциального импульса на величину $m\mathbf{b}_1 + n\mathbf{b}_2$, m и n – целые числа. На рисунке 2,б показано экстремальное сечение ферми-поверхности меди плоскостью, перпендикулярной [100]. Сечение проходит через центр зоны Бриллюэна, и у электронов этого сечения компонента скорости вдоль Н равна нулю, т. е. электроны этого сечения движутся в плоскости, перпендикулярной Н. В² было показано, что, если тангенциальная компонента импульса электрона при отражении от поверхности изменяется на $\Delta\mathbf{p}_\tau$, то это приводит к возникновению дополнительной линии ЭФ. Положение этой линии на шкале Н определяется условием равенства экстремального смещения электронов вдоль линии контактов при заданном $\Delta\mathbf{p}_\tau$ расстоянию между контактами. Так как вектор $\mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2$ направлен вдоль [021] (см. рис. 3), то электроны экстремального сечения, которые при отражении от поверхности изменяют тангенциальную компоненту импульса на $\mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2$, остаются на экстремальном сечении и продолжают движение в прежней плоскости. Легко видеть, что экстремальное смещение вдоль линии контактов имеют электроны состояний B и D рис. 2,б, отстоящих от экстремального диаметра AA' на $\frac{1}{2}\Delta\mathbf{p}_\tau = \frac{\mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2}{2}$. В магнитном поле в импульсном пространстве эти электроны движутся следующим образом: из точки $B(D)$ вдоль экстремального сечения в точку $C(E)$, затем вследствие отражения от поверхности переход в точку $D(B)$ и дальнейшее перемещение по экстремальному сечению в точку $E(C)$. Первая линия ЭФ должна наблюдаться в поле $H_0 = AA'c/eL$, а дополнительная в поле $H_g = \frac{(BC+DE)c}{eL} = \frac{2BCc}{eL}$. Для меди³ $H_g = 1,72H_0$. Как видно из рис. 1 поле наблюдения дополнительной линии удовлетворительно совпадает с расчетным, отмеченным на рисунке пунктирной прямой.

Таким образом, наблюденную особенность ЭФ можно объяснить дифракцией электронов проводимости на грани (012) меди. Для справедливости предложенного объяснения необходимо, чтобы поверхность (012) реального образца меди под слоем адсорбированных атомов и молекул содержала совершенные участки, обусловливающие дифракцию электронов. Ранее высокое совершенство поверхности (грани (011)) под слоем адсорбированных атомов и молекул наблюдалось у образцов вольфрама⁴, о чем свидетельствовала высокая вероятность зеркального отражения электронов при нормальном падении (0,6), столь же высокая, как и у образцов с чистой поверхностью⁵. Грань (012) меди довольно "рыхлая" (см. рис. 3), что должно приводить к террасированию поверхности образца в процессе отжига и химической полировки. Несложно показать, что если поверхность мозаичная и направление локальной нормали не совпадает с направлением нормали к средней поверхности образца, то должно иметь место смещение в сторону меньших полей линий ЭФ в кратных полях. Наблюдаемая величина смещения второй линии ЭФ (см. рис. 1) удовлетворительно объясняется количественно, если допустить наличие на поверхности образца локальных террас с нормалью вдоль [011]. Случай смещения линий ЭФ в кратных полях с учетом отражения от двух граней террас рассмотрен в⁶.

Авторы выражают благодарность Э.И.Рашба за полезные дискуссии и В.Н.Матвееву за предоставление монокристаллического слитка меди и за помощь в изготовлении образца.

Литература

1. Цой В.С. Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, 114.
2. Цой В.С., Колесниченко Ю.А. ЖЭТФ, 1980, 78, 2041.
3. Hulse M.R. Phil. Trans. Roy. Soc. London, 1969, 265, 507.
4. Цой В.С., Разгонов И.И. ЖЭТФ, 1978, 74, 1137.

- . 5. *Mitrjaev A.A. et al.* Surface Science, 1978, 75, L376.
- 6. *Корж С.А.* ФНТ, 1981, 7, 314.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
29 октября 1984 г.
